



**HAL**  
open science

## **Simulations numériques directes d'un jet impactant**

Thibault Dairay, Véronique Fortuné, Éric Lamballais, Laurent-Emmanuel Brizzi

► **To cite this version:**

Thibault Dairay, Véronique Fortuné, Éric Lamballais, Laurent-Emmanuel Brizzi. Simulations numériques directes d'un jet impactant. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03421158

**HAL Id: hal-03421158**

**<https://hal.science/hal-03421158>**

Submitted on 9 Nov 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Simulations numériques directes d'un jet impactant

T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, L.-E. Brizzi

. Institut P', Département Fluides Thermique Combustion, Université de Poitiers, ENSMA, CNRS  
(UPR 3346)

Bât. B17, 40 avenue du Recteur Pineau, 86022 Poitiers Cedex

## Résumé :

*Des simulations numériques de jets confinés impactant une paroi plane sont réalisées en s'appuyant sur le code « Incompact3d ». Ce code résout les équations de Navier-Stokes incompressibles sur une grille cartésienne à l'aide de méthodes numériques de précision quasi-spectrale. Les problématiques numériques liées au traitement des conditions de sortie, à la précision requise des schémas de discrétisation spatiale et à l'utilisation d'un maillage cartésien pour analyser un écoulement présentant une géométrie de nature cylindrique sont étudiées. Nous présentons ici les résultats d'une étude préliminaire permettant de paramétrer nos futures simulations numériques directes d'un jet rond en régime turbulent.*

## Abstract :

*Numerical simulations of confined jet impinging a flat plate are carried out using the « Incompact3d » software. This code solves the incompressible Navier-Stokes equations on a Cartesian grid using numerical methods with quasi-spectral accuracy. Numerical challenges related to outflow boundary conditions, to scheme accuracy and to the use of a Cartesian mesh to analyse a flow with a cylindrical geometry are addressed. We present here the results of a preliminary work to perform future direct numerical simulations of turbulent round jet.*

**Mots clefs :** Jet impactant, Simulation numérique directe

## 1 Introduction

Les jets impactants sont un moyen efficace d'optimisation des transferts thermiques entre un fluide et une structure solide. Ils sont, à ce titre, utilisés dans diverses applications industrielles parmi lesquelles les processus de refroidissement, de réchauffement ou de séchage. On peut trouver dans la littérature de nombreux travaux expérimentaux et numériques portant sur l'étude et l'analyse physique des jets impactants (voir par exemple [1, 2]). Il existe toutefois peu de travaux s'appuyant sur la simulation numérique directe pour étudier le comportement thermique et dynamique d'un jet impactant confiné et axisymétrique. Cette configuration d'écoulement présente plusieurs difficultés, dans le cas incompressible, notamment dans le traitement des conditions de sortie de domaine. Nous montrerons également dans notre étude que le choix des schémas de discrétisation spatiale est une question cruciale.

Notre objectif dans l'étude présente est de mettre en évidence ces problématiques d'ordre numérique, en considérant principalement dans un premier temps une configuration bidimensionnelle (2D) d'écoulement à faible de nombre de Reynolds. Ce cas simplifié est un travail préliminaire qui permettra de guider nos choix futurs quant aux discrétisations et conditions de sorties utilisées pour la réalisation de simulations numériques directes tridimensionnelles (3D) d'un jet impactant confiné axisymétrique en régime turbulent, dans une configuration semblable à celle de l'étude expérimentale menée par Roux [3] à l'institut P'.

## 2 Description du problème et méthodes numériques

### 2.1 Equations du problème

Dans le cadre de cette étude, on considère un écoulement de fluide incompressible. On note  $\mathbf{u} = (u(x, y, t), v(x, y, t))^T$  le vecteur vitesse,  $p(x, y, t)$  le champ de pression,  $\nu$  et  $\rho$  respectivement la viscosité cinématique et la masse volumique du fluide considérées constantes. Les équations de Navier-Stokes incompressibles sont résolues sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

La figure 1 représente schématiquement le domaine de calcul ainsi que le système de coordonnées cartésiennes utilisé. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont adimensionnées par le diamètre  $D$  du jet et la vitesse débitante  $u_1$  en entrée de domaine. Le nombre de Reynolds est fixé à  $Re = u_1 D / \nu$ . En entrée de domaine, on impose soit un profil de vitesse uniforme  $V_j = -u_1$ , soit un profil de type Poiseuille  $V_j(x) = (-3u_1/2) (1 - x^2/(0.5D)^2)$ . Sur la paroi d'impact et sur celle de confinement, on impose des conditions aux limites d'adhérence  $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ .

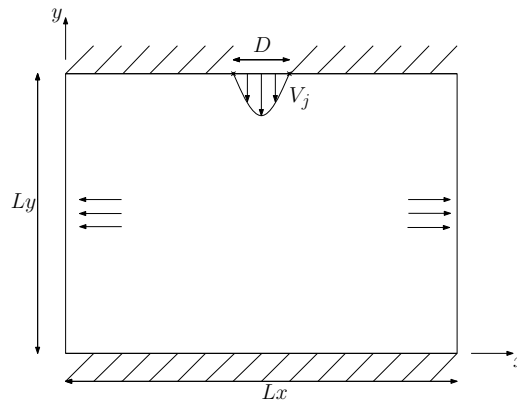


FIGURE 1 – Représentation schématique du domaine de calcul.

En ce qui concerne les sorties du domaine de calcul, on a considéré deux types de conditions. La première condition est appelée condition convective et elle a notamment été étudiée par Ol'shanskii *et al.* [4]. Elle consiste à résoudre l'équation suivante

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + P(y) \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = \mathbf{0} \quad (3)$$

pour déterminer le champ de vitesse en sortie de domaine. L'utilisation d'une vitesse de transport  $P(y)$  non constante permet de minimiser l'influence de la sortie sur l'écoulement amont [4]. Dans le cadre de la présente étude, on a choisi  $P(y)$  correspondant à un profil de Poiseuille paramétré pour assurer la condition de conservation du débit. La deuxième condition, proposée par Nordstrom *et al.* [5], consiste à utiliser une région de forçage en sorties de domaine, dans laquelle on fait tendre le champ de vitesse vers un champ cible approprié. La mise en place de cette condition, appelée condition de forçage, s'effectue en ajoutant un terme de forçage volumique

$$F_i = \lambda(x) (\tilde{u}_i - u_i) \quad \text{avec} \quad \lambda(x) = \frac{1}{2} (1 + \tanh(\beta(x - x_{lim}) - 4)) \quad (4)$$

dans le membre de droite des équations de quantité de mouvement (1) discrétisées, où  $x_{lim}$  correspond à la position du début de la région de forçage,  $\beta$  contrôle l'intensité du forçage et  $\tilde{u}_i$  est le profil de vitesse cible vers lequel on fait tendre la solution numérique  $u_i$ . Dans le cas du jet impactant en configuration 2D, impliquant deux conditions de sortie de domaine, on utilise deux champs de vitesse cibles opposés, correspondant à des profils de Poiseuille assurant la condition de conservation du débit. Notons qu'il est possible de combiner avec la condition de forçage (4) l'imposition à la frontière du domaine soit d'une condition de type Dirichlet sur la vitesse, soit d'une condition convective (3).

## 2.2 Méthodes numériques

La résolution numérique des équations du problème est effectuée en utilisant le code « *Incompact3d* ». Pour plus de détails concernant les méthodes utilisées dans le code « *Incompact3d* », on se référera à l'article de Laizet *et al.* [6]. L'intégration temporelle des équations est basée sur une méthode de projection dans laquelle la conservation de la masse (2) est assurée par la résolution d'une équation de Poisson pour le champ de pression effectuée dans l'espace spectral. Le schéma temporel utilisé est un schéma d'Adams-Bashforth précis à l'ordre 2. La discrétisation spatiale des équations est basée sur des schémas aux différences finies centrés compacts précis à l'ordre 6, connus pour leur capacité à représenter une large gamme d'échelles [7]. Le maillage utilisé est cartésien régulier à mailles carrées. On note  $n_x$  et  $n_y$  le nombre de points de discrétisation respectivement suivant l'axe  $x$  et l'axe  $y$ . Dans le cadre de cette étude, nous utiliserons une version modifiée du schéma utilisé pour la discrétisation des dérivées secondes, proposée par Lamballais *et al.* [8]. Cette modification, qui a pour effet d'introduire une viscosité numérique ou hyperviscosité, restreinte à une gamme d'échelles souhaitée, permet notamment d'imiter le comportement dissipatif de différents schémas décentrés de dérivées premières.

## 3 Résultats

### 3.1 Cas 2D stationnaire

Afin de valider notre approche, nous considérons tout d'abord une configuration 2D d'écoulement à bas nombre de Reynolds pour laquelle il existe une étude récente (Sivasamy *et al* [9]) permettant de disposer de données de comparaison. Dans cette configuration, l'écoulement est stationnaire. La taille du domaine, le profil d'entrée et le nombre de Reynolds sont choisis pour retrouver les paramètres de [9] et sont donnés par  $Lx = 80$ ,  $Ly = 5$ ,  $V_j = -u1$  et  $Re = 50$ . On précise que, pour les simulations avec condition de forçage, des tests préliminaires ont permis de constater que le paramètre d'intensité  $\beta$  n'agit pas sur les résultats dans ce cas laminaire. La région de forçage choisie constitue 30% du domaine, soit  $0 \leq x \leq 12$  et  $68 \leq x \leq 80$  ici.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au rôle joué par les conditions de sortie dans ce cas. Dans toutes les simulations, on note que s'établit rapidement un écoulement de Poiseuille avant les sorties latérales comme observé dans [9]. La figure 2 présente différents tracés de profils de vitesse longitudinale le long de l'axe  $x$  pour les deux types de conditions de sortie envisagés. On constate que les profils de vitesse obtenus sont similaires dans les deux situations. De plus, nous avons aussi pu remarquer que la condition de forçage (4) était compatible avec l'imposition d'une condition de Dirichlet de type écoulement de Poiseuille sur le champ de vitesse en sortie ou avec une utilisation couplée avec la condition convective (3). Dans ce cas laminaire, l'écoulement de Poiseuille utilisé à la fois dans le forçage ou comme vitesse de convection est solution exacte des équations de Navier-Stokes en canal plan. Le champ de vitesse tend donc de manière naturelle vers ce type de profil quelle que soit la condition de sortie utilisée. La figure 3(a) représente un tracé de lignes de courant dans un demi domaine de calcul. On observe une zone de recirculation principale liée à la présence du jet, ainsi qu'une zone de recirculation secondaire en aval de la zone d'impact. Toutefois, en comparant nos résultats avec ceux obtenus par [9], nous constatons un écart dans la longueur de réattachement de la première zone de recirculation de l'ordre de 10%, et de plus, la zone de recirculation secondaire ne semble pas être capturée par [9]. Par la suite, nous nous concentrons sur le phénomène de décollement mis en évidence sur la figure 3(a). Nous avons également effectué une simulation sur une configuration identique en utilisant un code de type MAC avec des schémas centrés d'ordre 2 pour laquelle on retrouve à haute résolution des résultats similaires à ceux de la figure 3(a). Or, il faut préciser ici que, dans l'article de référence [9], la résolution numérique des équations de Navier-Stokes incompressibles est basée sur le formalisme fonction de courant-vorticité, en utilisant un schéma décentré (non explicité) pour la discrétisation des termes convectifs. Ce type de schéma, associé à l'utilisation d'une résolution spatiale marginale comme c'est le cas ici, peut introduire une dissipation numérique excessive, susceptible de modifier la physique de l'écoulement. Pour illustrer ce point, nous avons utilisé l'opérateur d'hyperviscosité défini par [8] afin d'imiter le comportement d'un schéma décentré de dérivée première. La figure 3(b) présente ainsi un tracé de lignes de courant obtenu en imitant le comportement dissipatif d'un schéma décentré d'ordre 3 pour la dérivée première. On

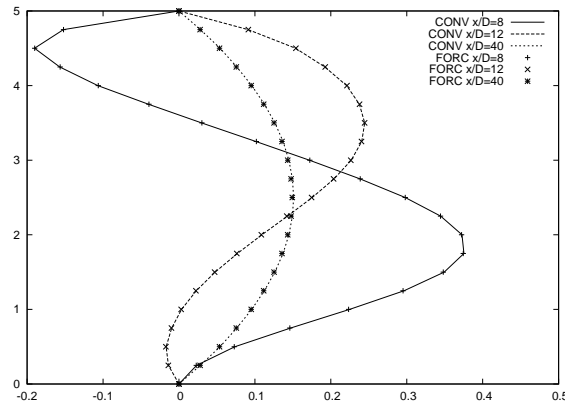


FIGURE 2 – Profils de vitesse longitudinale (origine prise au point d’impact) pour les deux conditions de sortie : CONV pour la condition convective (3), FORC pour la condition de forçage (4).  $Re = 50$ ,  $Lx = 80$ ,  $Ly = 5$ ,  $n_x = 321$ ,  $n_y = 21$ .

constate que la zone de recirculation secondaire n’est dans ce cas pas du tout représentée. Il est donc intéressant de noter la capacité du schéma centré à représenter la zone de recirculation secondaire à résolution marginale alors que celle-ci disparaît complètement lorsqu’on imite le comportement dissipatif d’un schéma décentré. Pour représenter correctement la dynamique de l’écoulement avec un schéma de ce type, il est nécessaire d’augmenter la résolution spatiale : nous avons constaté que le nombre de points de discrétisation doit être multiplié par un facteur environ 2.5 dans chaque direction pour retrouver la zone de recirculation secondaire dans le cas décentré testé ici. Cette augmentation de résolution peut s’avérer pénalisante. En termes de coût de calcul par point et par pas de temps, notre expérience est que nos schémas compacts de haute précision sont environ 2 fois plus coûteux que des schémas conventionnels à stencil plus réduit. Dans le cas 3D, ce facteur 2 reste largement inférieur au surcoût de  $2.5^3 \approx 15$  associé à l’augmentation de résolution exigée par des schémas dissipatifs d’ordre réduit. Au final, un gain de performance proche d’un facteur 8 est obtenu dans le cas 3D si l’on prend en considération la légère augmentation du pas de temps autorisée par l’usage d’un maillage moins raffiné via la condition CFL.

Bien qu’il puisse être tentant d’utiliser des schémas décentrés dans un contexte de jet impactant instationnaire en mettant à profit le caractère stabilisant de la dissipation numérique, nos résultats montrent qu’il faut rester vigilant quant à leur utilisation dans ce cadre.

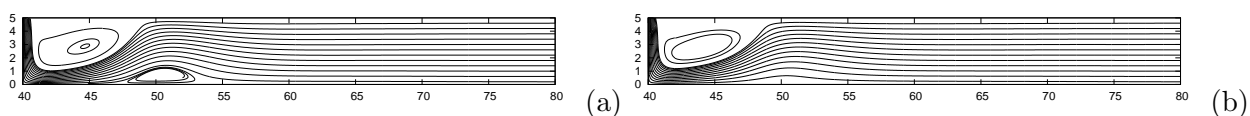


FIGURE 3 – Tracé de lignes de courant dans le demi domaine de calcul avec  $Re = 50$ ,  $Lx = 80$ ,  $Ly = 5$ ,  $n_x = 641$  et  $n_y = 41$  : (a) Avec notre code basé sur des schémas compacts centrés , (b) Avec l’opérateur d’hyperviscosité imitant le comportement d’un schéma décentré d’ordre 3.

### 3.2 Cas 2D instationnaire

En continuité avec l’étude du cas laminaire présentée dans la section précédente, nous nous intéressons maintenant au développement instationnaire de l’écoulement obtenu en augmentant le nombre de Reynolds ( $Re = 5300$ ), pour les deux types de conditions de sortie envisagés. L’objet de cette étude instationnaire est de mettre en évidence les difficultés liées au traitement des sorties tout en restant conscient que la question du choix de la bonne condition de sortie est délicate à arbitrer. En effet, dans un contexte instationnaire, le nombre de Reynolds est *a priori* trop élevé pour qu’on observe l’installation d’un profil de Poiseuille en sortie de domaine de la même façon que dans les calculs précédents. Les paramètres utilisés dans ce cas sont  $Ly = 3$  et  $n_y = 97$ , avec  $Lx = 18$  et  $n_x = 577$  dans

le cas de la condition convective, et  $Lx = 22$ ,  $n_x = 705$  dans le cas de l'utilisation d'une condition de forçage sur 30% du domaine. Des simulations préliminaires visant à trouver un critère de correction des vitesses de sortie basé sur une stricte conservation de la masse dans le domaine de calcul ont été effectuées. Nous avons constaté qu'une correction de vitesse autorisant une répartition libre des débits entre les deux sorties aboutit à l'instabilité du calcul. En conséquence, le choix a été fait de corriger les vitesses en assurant un partage égal du débit entre les deux sorties. Notons que ce partage ne contraint pas la solution à rester symétrique par rapport à l'axe du jet.

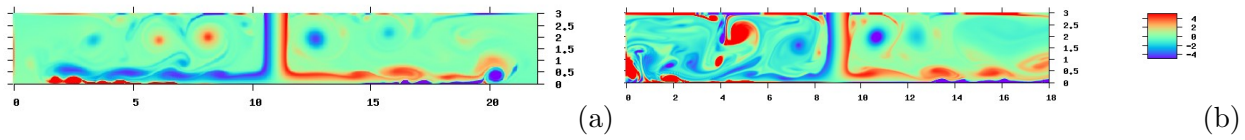


FIGURE 4 – Champs de vorticité instantanés obtenus à  $t = 300$  et  $Re = 5300$  : (a) Condition de forçage, (b) Condition convective.

La figure 4 présente des visualisations instantanées du champ de vorticité pour les deux types de condition. Sur les animations temporelles de ces champs, on remarque une forte influence du type de condition de sortie sur le développement dynamique de l'écoulement. Il faut souligner que, pour les deux types de conditions, on obtient deux simulations convergées qui, analysées séparément, pourraient chacune représenter une physique pertinente en configuration 2D. Toutefois, d'un point de vue qualitatif, on observe que la simulation obtenue avec la condition de forçage (4) présente un développement dynamique beaucoup plus stabilisé que celle obtenue avec la condition convective (3). Nous retenons donc que, d'une manière générale, l'imposition de la condition de sortie convective est susceptible de parasiter de façon non négligeable le développement de l'écoulement en régime instationnaire. En particulier, l'apparition d'un phénomène de battement de l'axe du jet peut provenir d'une excitation artificielle provoquée par l'imposition de la condition de sortie convective.

### 3.3 Cas 3D stationnaire

Dans cette partie, nous donnons un aperçu des premiers résultats obtenus pour un cas de jet impactant en configuration 3D, à bas nombre de Reynolds. La troisième dimension d'espace est notée  $z$ , et les notations introduites sont  $Lz$  pour la longueur de domaine et  $n_z$  pour le nombre de points de discrétisation suivant l'axe  $z$ . Les paramètres utilisés pour les calculs sont  $Re = 50$ ,  $Lx = Lz = 40$ ,

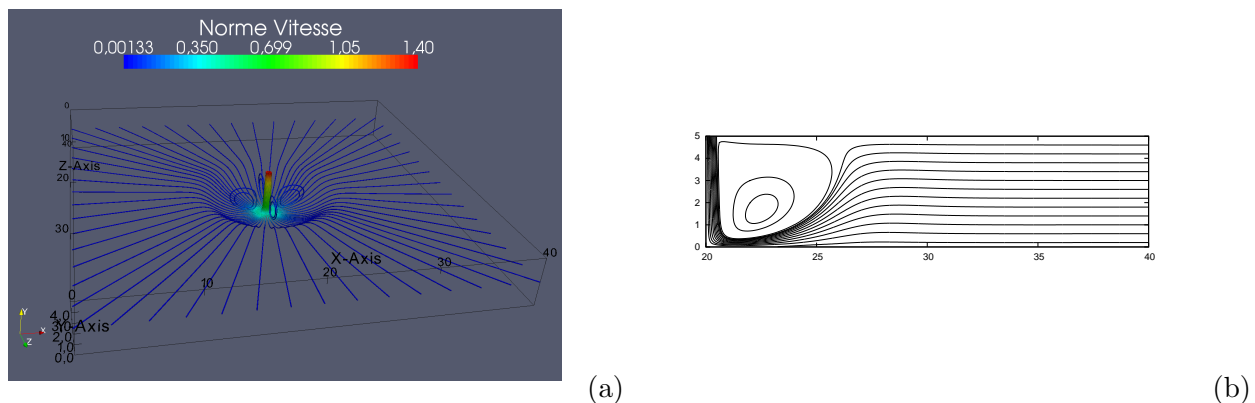


FIGURE 5 – Tracé de lignes de courant pour un écoulement en configuration 3D à  $Re = 50$ ,  $Lx = 40$ ,  $Ly = 5$ ,  $Lz = 40$ ,  $n_x = 321$ ,  $n_y = 41$  et  $n_z = 321$  : (a) Lignes 3D colorées par la norme de la vitesse, (b) Lignes dans le plan  $(x, y, z = Lz/2)$ .

$Ly = 5$ . A l'entrée, nous imposons  $V_j = P(r)$  où  $P(r)$  désigne un profil de Poiseuille dépendant de la variable radiale  $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ . Nous avons choisi d'utiliser ici une région de forçage débutant au rayon  $r_{lim} = 0.7(Lx/2)$ , dans laquelle on fait tendre le champ de vitesse vers un profil de Poiseuille

radial présentant une décroissance en  $1/r$ . Notons qu'il est nécessaire de coupler ce forçage avec une condition de Dirichlet en sortie de domaine.

La figure 5 présente deux tracés différents de lignes de courant dans le domaine de calcul. On constate que, malgré l'usage d'un domaine parallélépipédique et d'un maillage cartésien à très basse résolution, le caractère axisymétrique de l'écoulement est retrouvé. Les ambiguïtés liées à la présence des arêtes sont évitées par la présence de la région de forçage. Cette condition de sortie permet l'usage d'un maillage cartésien en évitant ainsi les aspects pénalisants d'une grille cylindrique (traitement de la singularité, densité de points de discrétisation inadaptée et coûteuse en temps de calcul). De plus, même si le phénomène physique à décrire est de géométrie principalement cylindrique, il est possible de tirer profit de la faible erreur d'anisotropie des schémas compacts pour assurer une précision numérique très satisfaisante.

## 4 Conclusion et perspectives

Des simulations numériques de jet confiné impactant une paroi plane ont été effectuées. L'étude d'un premier cas 2D à bas nombre de Reynolds nous a permis de remarquer que le choix de la condition de sortie n'influe pas sur la dynamique de l'écoulement. Nous avons également pu montrer le rôle néfaste que pouvait jouer la dissipation numérique sur le développement de l'écoulement, notamment sur la bonne représentation du décollement en aval de la zone d'impact. Par la suite, nous avons considéré un cas 2D instationnaire en augmentant le nombre de Reynolds de l'écoulement. Nous avons souligné la difficulté de mise en oeuvre d'une condition de sortie qui n'influence pas la dynamique globale de l'écoulement. Nous pensons à ce titre que la condition de forçage en sortie de domaine atténue sensiblement l'apparition d'instabilités physiquement admissibles mais dont l'origine est de nature numérique. Enfin, nous avons pu réaliser une première simulation numérique 3D d'un jet impactant axisymétrique dans une configuration à bas nombre de Reynolds en utilisant un maillage cartésien. Par la suite, nous poursuivrons notre étude en considérant des configurations 3D d'écoulements en régime turbulent.

## Références

- [1] Gauntner J. W., Livingood J. N. B., and Hrycak P. Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. Note technique NASA, 1970.
- [2] Hadziabdic M. and Hanjalic K. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *J. Fluid Mech.*, 596, 221–260, 2008.
- [3] Roux S. Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement. PhD thesis, Université de Poitiers, soutenance prévue en 2011.
- [4] Ol'shanskii M. A. and Staroverov V. M. On simulation of outflow boundary conditions in finite difference calculations for incompressible fluid. *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 33, 499–534, 2000.
- [5] Nordstrom J., Nordin N., and Henningson D. S. The fringe region technique and the fourier method used in the direct numerical simulation of spatially evolving viscous flows. *SIAM J. Sci. Comp.*, 20(4), 1365–1393, 1999.
- [6] Laizet S. and Lamballais E. High-order compact schemes for incompressible flows : A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *J. Comp. Phys.*, 228, 5989–6015, 2009.
- [7] Lele S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.*, 103, 16–42, 1992.
- [8] Lamballais E., Fortuné V., and Laizet S. Straightforward high-order numerical dissipation via the viscous term for direct and large eddy simulation. *J. Comp. Phys.*, 230(9), 3270–3275, 2011.
- [9] Sivasamy A., Selladurai V., and Kanna P. R. Numerical simulation of two-dimensional laminar slot-jet impingement flows confined by a parallel wall. *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 55, 965–983, 2011.